

А. Н. ФРАДКИН

## ОБ ОБНАРУЖЕНИИ ИНДУЦИРОВАННОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ В ИЗЛУЧЕНИИ КОСМИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ

Широко известны космические мазеры в радиодиапазоне. К настоящему времени обнаружено и исследовано большое количество таких источников индуцированного излучения на разных длинах волн радиодиапазона. Однако в других диапазонах спектра аналогичные источники пока не обнаружены, хотя имеются основания ожидать наличие индуцированного излучения в различных участках спектра ряда космических объектов.

Так в [1] предполагается возможность заметного индуцированного излучения в оптическом диапазоне в атмосферах горячих звезд с ультрафиолетовым избытком, вблизи рентгеновских источников, а также при перетекании газа в тесных двойных системах. В [2] показана возможность объяснения солнечных и галактических дискретных  $\gamma$ -линий ядерных переходов и линий радиационного захвата нейтрона протоном механизмом индуцированного усиления. В [3] показано, что в звездах типа Ве, характеризующихся ультрафиолетовым избытком, может происходить не только усиление спонтанного излучения, но и генерация индуцированного излучения (лазер с некогерентной обратной связью). В качестве примера приведены расчеты для эмиссионных линий нейтрального кислорода OI с длинами волн 7774 и 8446 Å, на которых в лабораторных условиях была получена генерация индуцированного излучения.

В [1, 3] предлагается метод обнаружения индуцированного излучения измерением ширины эмиссионной спектральной линии посредством анализа функции корреляции интенсивности. Аппаратурой, описанной в [1], можно определять ширины линий до  $10^{-5}$  Å. Обнаружение таких узких линий было бы доказательством индуцированного характера, так как только такое излучение может иметь столь высокую степень монохроматичности. Методика, предложенная в [1, 3] применима, однако, лишь в том случае, когда все регистрируемое излучение носит «лазерный характер». Если же индуцированное излучение входит в состав спонтанного излучения космического объекта как небольшая часть, то статистическая картина регистрации квантов изменится и обнаружение «космического лазера» с помощью этой методики становится практически невозможным.

Другой метод обнаружения индуцированной составляющей в составе равновесного теплового излучения заключается в анализе реакции фотоэлектронного умножителя на приходящее излучение. Согласно [4] интервал времени  $\Delta t$  между двумя квантами в пакете индуцированного излучения составляет примерно  $10^{-18}$  с. Продолжительность же импульса ФЭУ, работающего в режиме счета фотонов, порядка  $10^{-8} + 10^{-9}$  с. Поэтому быстроедействие фотоумножителей не позволяет разделить кванты индуцированного излучения. Тем не менее, индуци-

рованное излучение может быть выявлено путем изучения амплитудного распределения фотоотклика фотоумножителя в режиме счета фотонов.

Это показано в приведенных ниже расчетах. Действительно, рассмотрим реакцию фотонного счетчика на приход  $l$ -кратного пакета фотонов. Для вероятности  $r_k$  появления  $k$ -кратного пакета электронов при регистрации на частоте  $\nu$  равновесного излучения с температурой  $T$  в [4] получено следующее выражение:

$$r_k = \frac{1-q}{x_\nu q} \left( \frac{x_\nu q}{1-q+x_\nu q} \right)^k, \quad (1)$$

где  $x_\nu$  — квантовая эффективность фотокатода на частоте  $\nu$ ,  $q = \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right)$ .

В (1) суммирование начинается с  $l=k$ . Это означает, что количество фотоэлектронов не может быть больше количества приходящих фотонов, то есть темновые фотоэлектроны не принимаются в рассмотрение, так как вероятность фотоэмиссии темнового электрона за время длительности пакета квантов индуцированного излучения крайне мала.

Результаты численного расчета вероятности  $r_k$  для значений  $q=0,3; 0,4; 0,5$  (что соответствует для длины волны 0,5 мкм значениям  $T=24000, 30000, 40000^\circ\text{K}$ ) и для  $x_\nu=0,1$ , представлены в таблице, из которой видно, что вероятность появления  $k$ -кратного пакета электронов резко уменьшается с увеличением  $k$  и становится практически ненаблюдаемой величиной уже при значениях  $k=4+5$ .

Таблица

$k \setminus q$	0,3	0,4	0,5
1	$1,134 \times 10^{-1}$	$1,469 \times 10^{-1}$	$1,890 \times 10^{-1}$
2	$5,398 \times 10^{-2}$	$9,155 \times 10^{-2}$	$2,466 \times 10^{-2}$
3	$2,218 \times 10^{-3}$	$5,722 \times 10^{-3}$	$3,216 \times 10^{-3}$
4	$9,117 \times 10^{-6}$	$3,576 \times 10^{-5}$	$4,195 \times 10^{-4}$
5	$3,747 \times 10^{-7}$	$2,235 \times 10^{-6}$	$5,467 \times 10^{-5}$

Как отмечалось выше, длительность импульса фотоэлектронного умножителя значительно превосходит интервал времени между отдельными фотонами в пакете. Вследствие этого  $k$ -кратный пакет фотоэлектронов с фотокатода на выходе ФЭУ представляется одним импульсом с амплитудой, несколько большей, чем амплитуда одноэлектронного импульса.

Рассмотрим, какова будет амплитуда этого импульса. Известно [5, 6], что распределение одноэлектронных импульсов по амплитуде на выходе фотоэлектронного умножителя подчиняется закону Пуассона [7]:

$$P_1(N) = \frac{\bar{N}^N}{N!} \exp(-\bar{N}), \quad (2)$$

где  $P_1(N)$  — вероятность получения на выходе ФЭУ импульса с амплитудой  $N$  от одного фотоэлектрона;  $\bar{N}$  — средняя амплитуда одноэлектронных импульсов, то есть коэффициент вторичной эмиссии умножительной системы.

Так как эммитирование фотокатодом фотоэлектрона и умножение фотоэлектронов в диодной системе—события независимые, то вероятность получить на выходе ФЭУ импульс с амплитудой  $N$  при всевозможных значениях  $K$  будет равна:

$$P(N) = \sum_{k=1}^{\infty} r_k P_k(N), \quad (3)$$

где  $P_k(N)$ —вероятность получения на выходе ФЭУ импульса с амплитудой  $N$  от  $k$ -кратного пакета фотоэлектронов.

Рассмотрим, чему равно  $P_k(N)$ . Предполагая линейность отклика ФЭУ на приходящее излучение, то есть пренебрегая насыщением ФЭУ, значение  $P_k(N)$  будем искать в виде выражения, справедливого для любого  $m$ :

$$P_k(N) = \sum_{n=0}^{\infty} P_m(n) P_{k-m}(N-n). \quad (4)$$

Здесь  $P_m(n)$ —вероятность того, что  $m$  фотоэлектронов дадут импульс с амплитудой  $n$ , а  $P_{k-m}(N-n)$ —вероятность того, что оставшиеся  $(k-m)$  фотоэлектронов дадут импульс с амплитудой  $N-n$ .

Используя выражение (4) для случая  $m=1$  методом математической индукции, можно получить для случая  $k$  первичных фотоэлектронов:

$$P_k(N) = \frac{(k\bar{N})^N}{N!} e^{-k\bar{N}}. \quad (5)$$

Тогда искомая вероятность (3) будет иметь вид:

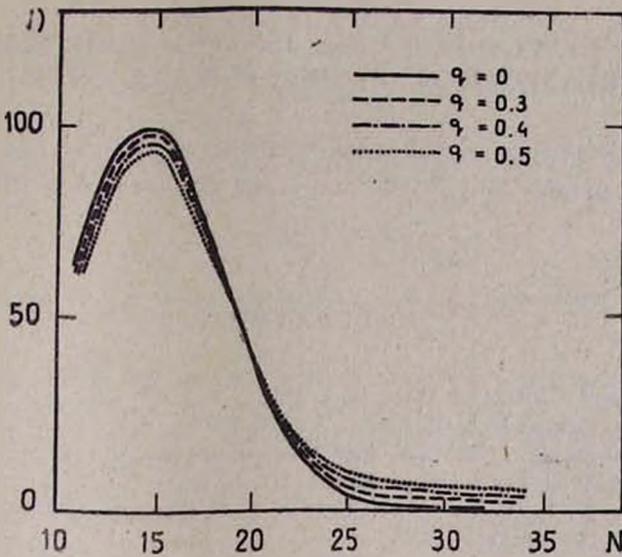
$$P(N) = \frac{1-q}{x_1 q} \frac{1}{N!} \sum_{k=1}^{\infty} \left( \frac{x_1 q}{1-q+x_1 q} \right)^k (k\bar{N})^N e^{-k\bar{N}}. \quad (6)$$

Учитывая результаты расчета по формуле (1) (таблица), суммирование в формуле (6) достаточно проводить до  $k=4$ , пренебрегая вкладом многоэлектронной составляющей с  $k > 4$ .

Результаты численного расчета по формуле (6) представлены на рисунке. Здесь на оси абсцисс отложена амплитуда импульса на выходе ФЭУ, а на оси ординат—вероятность появления импульса данной амплитуды. Расчеты проводились для длины волны—0,5 мкм, температуры 24000, 30000 и 40000°K, что соответствует  $q=0,3, 0,4, 0,5$ . Квантовая эффективность фотокатода—0,1, коэффициент вторичной эмиссии ФЭУ—15.

На этом же рисунке для сравнения приводится кривая, рассчитанная для одноэлектронных импульсов ( $q=0$ ). Сравнение этих кривых показывает, что изучая распределение отклика ФЭУ на приходящее от некоторого источника излучение, можно обнаружить наличие в нем индуцированной составляющей.

Так как форма распределения фотоотклика ФЭУ зависит от параметра  $q$ , то появляется возможность оценить температуру источника. Кроме того, изучение распределения фотооткликов ФЭУ по амплитудам дает возможность обнаружить в источнике возможные отклонения от термодинамического равновесия, проявляющиеся в инверсии заселенностей уровней. Эта инверсия может быть обнаружена по форме амплитудного распределения отклика ФЭУ на излучение источника в эмиссионной линии. Такими линиями, на которых можно исследовать отклонения от термодинамического равновесия, могут быть эмиссион-



Зависимость вероятности  $P(N)$  от амплитуды  $N$  для длины волны 0,5 мкм и температур 24000, 30000, 40000°K при  $\alpha_0 = 0,1$

ные линии углерода, азота и кислорода (например  $\lambda = 4650, 4100, 3760$  и  $3480 \text{ \AA}$ ) наблюдаемые, например, в звездах WR и Be [8].

Представляют интерес с этой точки зрения и эмиссионные линии дважды ионизированного азота ( $\lambda = 4097, 4103 \text{ \AA}$ ), наблюдаемые в планетарных и диффузных туманностях. Следует отметить, что на всех вышеприведенных линиях в лабораторных условиях была получена генерация индуцированного излучения. [9].

Таким образом, применив этот метод можно обнаружить наличие индуцированного излучения в спектрах космических объектов. Исследование этого индуцированного излучения может дать ценные сведения о физических условиях в них.

15 июля 1984 г.

Ա. Ն. ՅՐԱԴԿԻՆ

ՏԻԵԶԵՐԱԿԱՆ ՕՐՅԵԿՏՆԵՐԻ ԺԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՄԱԿԱԾՎԱՆ  
ԲԱՂԱԴՐԻԶԻ ՀԱՅՏՆԱԲԵՐՄԱՆ ՄԱՍԻՆ

Աշխատանքում առաջարկվում է դիտման և արդյունքի հետազո մշակման մի եղանակ, որը հնարավորություն կտա հայտնաբերել մակածված ճառագայթման առկայությունը տիեզերական մարմիններից եկող լույսի մեջ:

ON THE DETECTION OF THE INDUCED COMPONENT IN  
THE RADIATION OF THE SELESTIAL OBJECTS

A method of observation and further analyses of data is suggested. It may permit the detection of induced radiation from selestial objects.

## ЛИТЕРАТУРА

1. В. Ф. Шварцман, Сообщения САО, 19, 5, 1976.
2. Л. А. Ривлин, Квантовая электроника, 7, 1074, 1980.
3. Н. Н. Лавринович, В. С. Летохов, ЖЭТФ, 67, 1609, 1974.
4. Я. Оясте, Новая техника в астрономии, 5, 117, 1975.
5. С. С. Ветохин, И. Р. Гулаков, А. Н. Перцев, И. В. Резников, Одноэлектронные приемники, М. Атомиздат, 1979.
6. Н. А. Соболева, А. Е. Меламид, Фотозлектронные приборы, М., Высшая школа, 1974.
7. А. Н. Перцев, А. Н. Писаревский, Одноэлектронные характеристики ФЭУ и их применение, М., Наука, 1980.
8. К. У. Аллен, Астрофизические величины, М., Мир, 1977.
9. Справочник по лазерам, т. 1, М., Советское радио, 1978.